Die Tensorpolarisation von elastisch an ^{12}C gestreuten Deuteronen zwischen 1,6 und 2,7 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

HANS-OTTO MEYER
aus Basel und Kriens (Luzern)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1970

Die Tensorpolarisation von elastisch an ^{12}C gestreuten Deuteronen zwischen 1,6 und 2,7 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

HANS-OTTO MEYER
aus aBsel und Kriens (Luzern)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1972

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. P. HUBER und Dr. E. BAUMGARTNER.

Basel, den 15. Dezember 1970

Prof. Dr. S. FALLAB
Dekan

UNIV. LEIDEN BIBL.

Separatabdruck aus Helv. Phys. Acta, Band 44, Heft 7, 1971

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546022_0093

Die Tensorpolarisation von elastisch an ^{12}C gestreuten Deuteronen zwischen 1,6 und 2,7 MeV

von **H. O. Meyer, P. Huber** und **E. Baumgartner**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(6. V. 71)

Abstract. The spin tensor moments t_{20}, t_{21} and t_{22} of initially unpolarized deuterons elastically scattered from ^{12}C have been measured with the $^3He(d, p)^4He$ reaction as an analyzer of deuteron polarization. The three deuteron polarization parameters are presented as functions of incident deuteron energy between 1.6 and 2.7 MeV at 30°, 51°, 75° and 105° scattering lab angles. A phase-shift analysis of the differential cross-section and the polarization near the 2.50 MeV resonance confirmed the level parameters of the 12.41 MeV level in ^{14}N as assigned by McEllistrem et al. [5]. No reasonable set of parameters could be found to reproduce the data near the anomaly at 1.79 MeV.

1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung der Tensorpolarisation von unpolarisiert einfallenden, elastisch an ^{12}C gestreuten Deuteronen im Energiegebiet der beiden Resonanzen 1,79 MeV und 2,50 MeV beschrieben. Die Untersuchung bezweckt einerseits die schon vorhandenen Polarisationsmessungen an $^{12}C(d,d)^{12}C$ bei höhern Energien [1], [2] ins Energiegebiet unter 3 MeV fortzusetzen, anderseits am Beispiel von ^{12}C als Spin-0-Targetkern die Möglichkeiten zu untersuchen, die sich aus Polarisationsmessungen zur Bestimmung von Niveauparametern in Zwischenkernen höherer Niveaudichte ergeben.

Arbeiten verschiedener Autoren über Querschnitte von Kernreaktionen, die zum Zwischenkern ^{14}N führen, bzw. über Niveauparameter in ^{14}N sind bei Ajzenberg-Selove [3] zusammengestellt. Insbesondere findet man in der Literatur Messungen von elastischen Anregungsfunktionen und absoluten Wirkungsquerschnitten von $^{12}C(d,d)^{12}C$ in unserem Energiegebiet [4–9].

2. Analyse der Deuteronenpolarisation

2.1. *Messung der Polarisation*

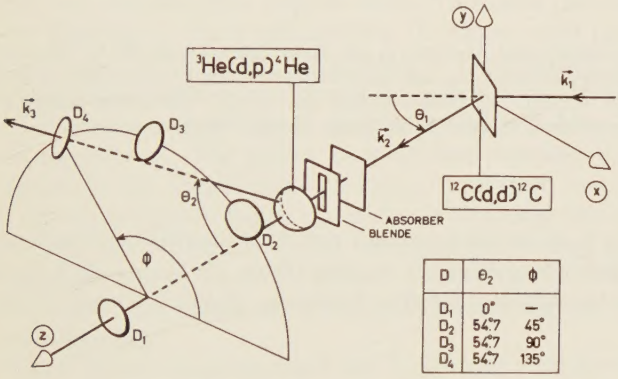
Zur Messung der Tensorpolarisation der gestreuten Deuteronen haben wir die $^3He(d,p)^4He$-Reaktion ($Q = 18{,}4$ MeV) benützt. Der verwendete Zusammenhang

zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion und der Tensorpolarisation der einfallenden Deuteronen lautet [10], [11]

$$\sigma(\theta_2, \phi) = \sigma_0 \left\{ 1 + f(E) \left[\frac{\sqrt{2}}{4} t_{20}(1 - 3\cos^2\theta_2) + \sqrt{3}\, t_{21} \sin\theta_2 \cos\theta_2 \cos\phi - \frac{\sqrt{3}}{2} t_{22} \sin^2\theta_2 \cos 2\phi \right] \right\}. \quad (1)$$

Dabei beschreiben die drei reellen t_{2k} die Tensorpolarisation der einfallenden Deuteronen, σ_0 ist gleich dem differentiellen Wirkungsquerschnitt im unpolarisierten Fall und $f(E)$ berücksichtigt nach [10] die Beimischung von $J^\pi = 1/2^+$ zum $J^\pi = 3/2^+$ des Zwischenkerns [$f(E) = 1$ für reinen $3/2^+$-Zustand]. Trotzdem neuerdings Anzeichen dafür gefunden worden sind, dass die Darstellung (1) die wirklichen Verhältnisse nicht in aller Genauigkeit wiedergibt, haben wir (1) für die bei uns auftretenden Deuteronenenergien $E_i < 1000$ keV als exakt richtig angenommen.

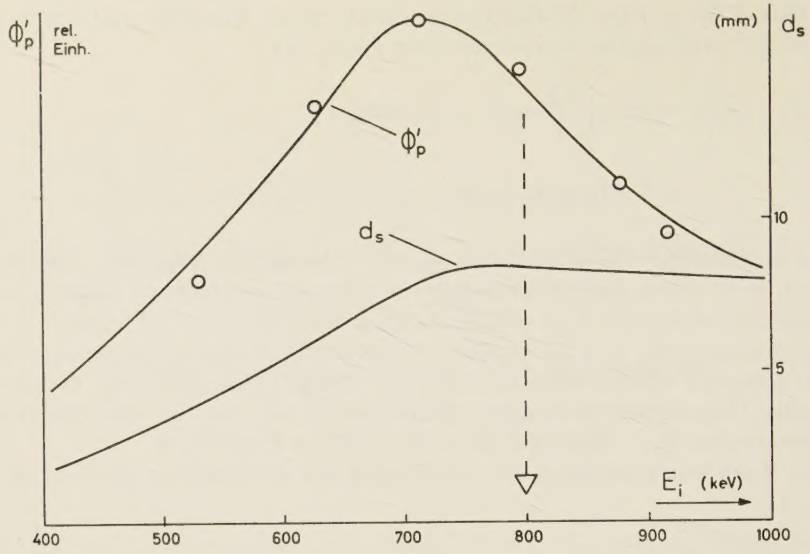
In der Wahl des Koordinatensystems folgen wir der Madison-Konvention [12] (siehe Fig. 1).



Figur 1
Koordinatensystem zur Beschreibung der Deuteronenpolarisation und schematischer experimenteller Aufbau. $D_{1,2,3,4}$ gibt die Lage der vier Detektoren an. $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ liegen in Richtung der einfallenden bzw. der gestreuten Deuteronen.

Das ^{3}He-Gas ($p = 3$ at) befindet sich in einer Aluminium-Halbkugel ($r = 1{,}5$ cm) von 0,1 mm Wandstärke, welche auf der Seite der einfallenden Deuteronen durch eine dünne Ni-Folie abgeschlossen wird, die durch ein Ni-Gitter von $\sim 70\%$ Transparenz verstärkt wird.

Der Abstand des Reaktionsschwerpunktes von der Eintrittsfolie ist für Einschussenergien $E_i < 700$ keV stark energieabhängig (siehe Fig. 2). Anderseits hat die Protonenausbeute ϕ_p' pro Raumwinkel und einfallendem Deuteron ein Maximum bei $E_i = 700$ keV. Um Änderungen der geometrischen Verhältnisse im Analysator mit variierender Einschussenergie zu vermeiden, wird $E_i = 800$ keV gewählt. Vor jeder Messung wird die entsprechende Absorberfoliendicke (siehe Fig. 1) durch Messung der Protonenausbeute als Funktion von E_i bestimmt.



Figur 2
Protonenausbeute ϕ_p' der ^{3}He-Target und Abstand d_s des Reaktionsschwerpunkts von der Eintrittsfolie als Funktion der Einschussenergie E_i. Die eingezeichneten Punkte sind mit verschieden dicken Absorberfolien gemessen worden. Die ausgezogenen Kurven sind berechnet aus $\sigma_0(E)$ von $^3\mathrm{He}(d,p)^4\mathrm{He}$ und dE/dx von Deuteronen in He. (Targetlänge 15 mm, ^{3}He-Druck 3 at.)

Die Grössen t_{2k} ($k = 0, 1, 2$) werden anhand der Protonenwinkelverteilung bestimmt. Dazu misst man unter vier Winkeln an den Orten D_j ($j = 1, 2, 3, 4$) (siehe Fig. 1) die relativen Stossraten der $^3\mathrm{He}(d,p)^4\mathrm{He}$-Protonen. Damit folgt aus (1) für die drei Tensormomente

$$t_{20} = -\sqrt{2}\,L_1; \quad t_{21} = \sqrt{3}\,L_2; \quad t_{22} = \sqrt{3}\,L_3$$

$$\text{mit} \quad L_i = \frac{\Sigma_i - 1}{f(E)} \quad \text{und} \quad \Sigma_i = \frac{[\sigma(\theta_2, \phi)]_{D_i}}{\sigma_0}. \tag{2}$$

Die experimentelle Bestimmung von Σ_i aus den relativen Stossraten wird in Kapitel 4.2 erläutert.

2.2. *Fehlerbetrachtungen*

Berücksichtigt man die endliche Ausdehnung der Protonendetektoren (Raumwinkel $\Omega \sim 6 \cdot 10^{-3}$ sterad) und die Winkelabhängigkeit von (1), so findet man, dass der Schwerpunktswinkel der Detektorempfindlichkeit nicht genau bei den geometrisch definierten Schwerpunktswinkeln θ_2, ϕ liegt. Die dadurch erforderliche Korrektur der t_{2k} ist in jedem Fall jedoch $< 0{,}02$, d. h. klein gegen die statistischen Fehler und ist daher vernachlässigt worden.

Bei der Abbremsung können die gestreuten Deuteronen in den Absorberfolien umgeladen werden. Die Depolarisation, welche durch Spin-Wechselwirkung zwischen Deuteron und eingefangenem Elektron zustande kommt, ist bei den bei uns auftretenden Energien ein vernachlässigbarer Effekt.

Für die beschriebene ^3He-Targetanordnung erhält man nach [10] durch gewichtete Mittelung über die Targetlänge für den Faktor $f(E)$ den Wert 0,84. Der Fehler dieses Wertes wird zu $\pm$ 5% geschätzt.

3. Apparatur

Die Streukammer ist schon in den früheren Arbeiten über $^4He(\vec{d},\vec{d})^4He$-Streuung beschrieben worden [13], [14]. Eine mechanische Durchführung mit Targethalter ist neu angebracht worden. Der einfallende Deuteronenstrahl vom 3-MV-Kaskadengenerator wird durch Molybdänblenden kollimiert und trifft dann auf die ^{12}C-Target.

Als Target wird eine freitragende Graphitfolie verwendet. Die in der Literatur [15], [16] angegebenen Herstellungsverfahren für C-Folien sind für Dicken über 100 $\mu g/cm^2$ ungeeignet. Dickere Folien werden leicht nach folgendem Rezept [17] hergestellt. Ein Objektträger wird in einem Tauchbad mit einer dünnen, planen Seifenschicht überzogen. Nach gründlichem Trocknen wird der Träger in eine kolloidale Graphitlösung [DAG 502[1]), Lösungsmittel Isopropanol] getaucht. Verdünnungsgrad und Anzahl Eintauchen bestimmen die Foliendicke. Darauf wird die Kohleschicht in einem Wasserbad vom Träger abgeflutet und mit dem Targethalter von der Oberfläche abgeschöpft. Wir haben Targetdicken zwischen 0,1–0,4 mg/cm² benützt. Die Homogenität der Targetfolien ist durch Absorption von α-Teilchen untersucht worden. Inhomogenitäten liegen unter der Nachweisgrenze dieser Methode (diese liegt bei $\sim$ 10% der Targetdicke) und damit ist ihr Beitrag zur Energieunsicherheit vernachlässigbar gegen die in Abschnitt 4.2 erwähnten Effekte. Die Lebensdauer der Folien beträgt bei einem einfallenden Deuteronenstrom von 30 μA auf 5 mm² etwa 4 bis 10 Stunden.

Nach dem Durchgang durch die Targetfolie wird der Strahl im Abstand von 2 m vom Streuzentrum gestoppt. Wegen der Erzeugung von $D(d,n)$-Neutronen im Strahlfänger ist dieser von den Detektoren möglichst weit entfernt. Der Druck in der Streukammer beträgt etwa $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Vier feste Einsätze in einer Ebene unter den Laborstreuwinkeln θ_1 von 30°, 51°, 75° und 105° dienen zur Entnahme der gestreuten Deuteronen mit einer Winkelauflösung von $\pm$ 2°. Vor Eintritt der Deuteronen in die ^3He-Target ermöglichen je sieben wahlweise einschiebbare Aluminium-Absorber die Abbremsung der Teilchen auf die zur Analyse notwendige Energie (siehe Kapitel 2).

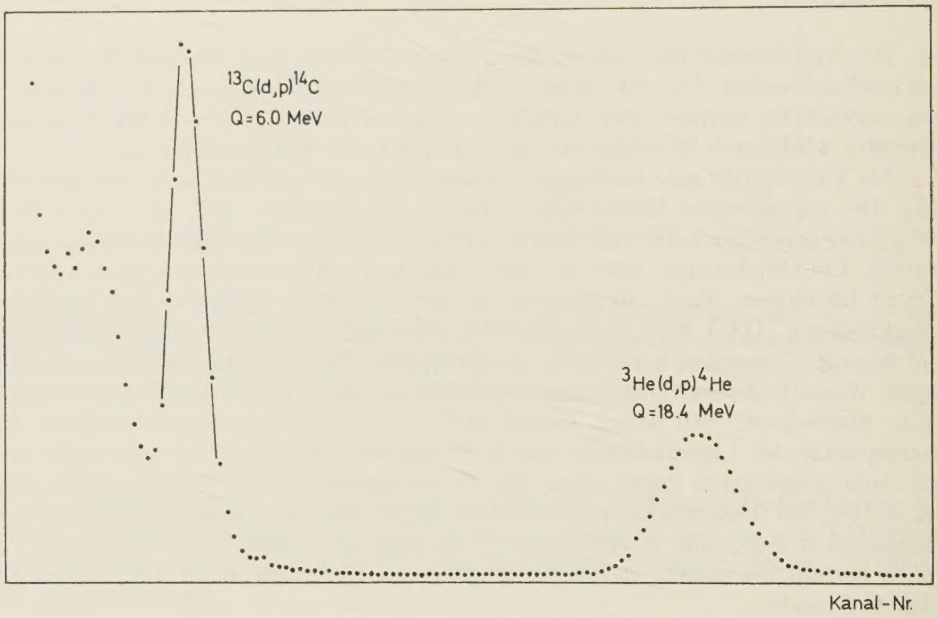
Es ist unter zwei Streuwinkeln gleichzeitig gemessen worden. An einem der beiden freibleibenden Einsätze wird mit einem Si-Oberflächensperrschichtzähler der Targetstrom und die Targetdicke mit einfach gestreuten Deuteronen monitoriert und die Reinheit des ^{12}C kontrolliert.

Die durch die $^3He(d,p)$-Reaktion erzeugten Protonen werden unter den in Abschnitt 2 erwähnten Winkeln θ_2, ϕ mit CsI(Na)-Szintillatorkristallen vollkommen gestoppt (Dicke $\sim$ 2 mm, empfindliche Fläche 7 cm², Abstand vom Reaktionszentrum

[1]) Bezogen von Acheson Colloiden N.V., Scheemda-Holland.

9,5 cm). Die erzeugten Lichtimpulse werden von Photomultipliern (150 AVP) umgewandelt und dann verstärkt. Fensterverstärker geben die diskriminierten Signale von simultan 8 Detektoren zur Sortierung an ein Routing-System weiter. Die von einem Analog-Digital-Wandler erzeugten Adressen werden im Gedächtnis eines PDP8/I-Kleinrechners in Form von 8 Spektren gespeichert.

Dank der hohen Lichtausbeute von Na-dotiertem CsI kann man die Protonenimpulse sauber vom Untergrund trennen (siehe Fig. 3).



Figur 3
Beispiel eines p-Spektrums mit CsI(Na)-Kristall unter $\theta_2 = 0°$ (linear aufgetragen). Sichtbar sind ausser den $^3He(d,p)$-Protonen auch die aus der ^{12}C-Target direkt stammenden $^{13}C(d,p)$-Protonen.

Es erscheint uns nützlich, an dieser Stelle zwei misslungene Versuche zu erwähnen.

Erstens haben wir mit einer differentiell gepumpten [14], gasförmigen ^{12}C-Target folgende Erfahrungen gesammelt. Die in Frage kommenden, gasförmigen Kohlenwasserstoffe C_nH_m haben alle die Eigenschaft, dass ihre Moleküle im Ionenstrahl aufgebrochen werden. Die Folge davon ist, dass an Orten, wo der Strahl auftrifft (Strahlstopp, Blendenränder), sich eine graphitähnliche Ablagerung bildet.

Dies führt z. B. mit 80 Torr Aethylen (C_2H_4) bei 10 μA Deuteronenstrom in etwa 20 Minuten zur vollständigen Verstopfung der letzten Strahlblende gegen das Targetvolumen ($\varnothing = 1{,}4$ mm). Dieser Effekt hängt von der Ordnung des betreffenden Kohlenwasserstoffs ab: mit Methan (CH_4) geht die Ablagerung 10- bis 100mal langsamer vor sich. Dennoch bildet sich am Ort, wo der Strahl auf den Strahlfänger auftrifft, in kurzer Zeit eine Kohleschicht, welche einerseits die Bildung einer Deuterium-

Selbsttarget begünstigt, anderseits selbst eine dicke ^{12}C-Target darstellt. Dabei entsteht durch die Reaktionen $D(d,n)$ und $C(d,n)$ ein sehr hoher Neutronenuntergrund.

Der zweite misslungene Versuch betrifft die Verwendung von selbstgebauten, lithiumgedrifteten Si-Dioden mit einem diffundierten n-i-Übergang (dickes Eintrittsfenster). Diese Detektoren würden sich dank ihrer guten Energieauflösung eignen, sind aber sehr anfällig auf Strahlenschäden.

Die von uns für Detektoren mit ~ 2 mm empfindlicher Dicke gefundene Lebensdauer beträgt etwa 10^{11} Neutronen/cm^2 (Schadeneinsatz bei etwa 10^{10}n/cm^2). Diese Dosis wird bei unserer experimentellen Anordnung mit den für ein Doppelstreuexperiment nötigen, hohen Deuteronenströmen in etwa 30 Stunden erreicht. So reichen vier Dioden nur für einen Messpunkt. Vergleiche mit hochohmigen, dicken Surface-barrier-Dioden ergeben ähnliche Lebensdauern, während dünne (~ 100 µ) Si-Oberflächensperrschichtzähler als Monitor während des ganzen Experimentes verwendet worden sind; somit hängt der Schädigungseffekt offenbar lediglich von der empfindlichen Dicke, nicht aber vom Diodentyp ab. Nur wenige der geschädigten n-i-p-Dioden waren durch erneute Drift bei 150 °C ausheilbar.

4. Messverfahren

4.1. *Eichung*

Die gesamte Messeinrichtung wird mit unpolarisierten Deuteronen geeicht. Diese werden mit einem ^{197}Au-Target (0,8 mg/cm^2) durch «reine» Coulombstreuung erzeugt. Es ist darauf geachtet worden, dass bei Eichung und Messung die Targetgeometrie dieselbe bleibt, und dass durch entsprechende Wahl der Deuteronenenergie bei Eintritt ins ^3He-Target der Reaktionsschwerpunkt im ^3He in beiden Fällen am gleichen Ort liegt.

Der unterschiedliche Verlauf der differentiellen Winkelverteilung für die beiden Targetmaterialien ergibt eine unterschiedliche Ausleuchtung des ^3He-Targets. Die so vorgetäuschte Asymmetrie, die nur t_{21} berührt, kann in unserem Fall vernachlässigt werden.

Die Energieeichung des primären Deuteronenstrahls ist durch Messung der Anregungsfunktionen $^{12}C(d,d)^{12}C$, $^{12}C(d,p_0)^{13}C$ im Bereich der 2,5-MeV-Resonanz und Vergleich derselben mit Literaturdaten [4] erhalten worden. Als Streukörper haben wir dabei eine sehr dünne, aufgedampfte ^{12}C-Folie (~ 2 keV) verwendet. Die so gefundenen Werte stimmen überein mit der bestehenden Energieeichung des Analysatormagneten an unserem 3-MV-Beschleuniger. Die Energie der einfallenden Deuteronen ist damit auf $\pm$ 5 keV genau bekannt.

Zur Dickenbestimmung der im Experiment verwendeten C-Folien haben wir den Energieverlust der α-Teilchen von ^{241}Am gemessen.

4.2. *Messungen*

Eine obere Grenze für die ^{12}C-Targetdicke ist durch die verlangte Energieauflösung, eine untere durch die geringen Stossraten gegeben. Die Dicke der Target betrug zwischen 20 keV und 60 keV für 2,5-MeV-Deuteronen.

Die Protonenstossrate ändert als Funktion des Streuwinkels θ_1 und der Energie ziemlich stark. Für die verschiedenen Streuwinkel sind folgende Stossraten n_p für einen einzelnen Protonen-Detektor beobachtet worden:

$n_p\,(30°) = 60$–150 Imp/min; $\quad n_p\,(51°) = 7$–22 Imp/min;

$n_p\,(75°) = 3$–10 Imp/min; $\quad n_p\,(105°) = 0{,}3$–$2{,}7$ Imp/min.

Gemessen wird jeweils unter den beiden Streuwinkeln θ_1: 30°/51° bzw. θ_1: 75°/105° gleichzeitig. Der Anstellwinkel der Targetfolie wird so gewählt, dass die Normale auf die Folie Winkelhalbierende des spitzen Winkels zwischen den beiden Streuwinkeln 30° und 51° bzw. zwischen der Richtung des einfallenden Strahls ($\vec{k}_1$) und dem 75°-Streuwinkel ist.

Die Unsicherheit in der Angabe der Targetdicke wird zu $\sim 20\%$ geschätzt und ist zusammengesetzt aus dem Fehler der Dickenbestimmung und dem Fehler des Anstellwinkels bzw. dem Auftreten lokaler Unebenheiten der Targetfolie.

Sei N_i (bzw. N_i^0) die Protonenstosszahl mit ^{12}C-Target (bzw. ^{197}Au-Target) am Ort D_i. Damit geschieht die Bestimmung der im Ausdruck (2) verwendeten Grössen Σ_i auf die folgende Weise:

$$\Sigma_i = \frac{[\sigma(\theta_2, \phi)]_{D_i}}{\sigma_0} = 2\,\frac{\dfrac{N_i}{N_i^0}}{\dfrac{N_2}{N_2^0} + \dfrac{N_4}{N_4^0}}\,. \tag{3}$$

Die Zuordnung der Indizes i zu den Zählerorten geht aus Figur 1 hervor. Aus (2) folgt nun die Berechnung der Tensormomente t_{2k}. Die so erhaltenen Werte sind in Tabelle 1 zu finden.

5. Analyse, Ergebnisse

5.1. *Resonanzparameteranalyse*

Eine Analyse experimenteller Daten nach Streuphasen (Phasenverschiebungen von Partialwellen) geschieht üblicherweise so, dass bei einer festen Energie zu den vorliegenden Messwerten ein bester Phasensatz gesucht wird. Die aus gerechneten und gemessenen Werten gebildete Fehlerfunktion χ^2 [11] wird minimalisiert, indem vorgegebene Anfangsphasen schrittweise geändert werden.

In unserem Fall [^{12}C$(d,d)^{12}$C um 2 MeV] ist dieses Vorgehen aus verschiedenen Gründen mit Schwierigkeiten verbunden. Einerseits müssen Bahndrehimpulse bis $l_{max} = 3$ berücksichtigt werden, anderseits sind die Phasen komplex, da auch inelastische Kanäle offen sind. Dies erhöht die Zahl der variierbaren Phasengrössen auf 20, ohne dabei die Kopplung zwischen verschiedenen Bahndrehimpulsen zu berücksichtigen. Ferner bringt die Nähe interferierender Niveaus eine starke, unbekannte Energieabhängigkeit der Phasen mit sich, so dass die Zahl der freien Parameter nicht durch vereinfachende Annahmen eingeschränkt werden kann. Damit wird es schwierig, durch Minimalisieren von χ^2 einen als Funktion der Energie glatten und kontinuierlichen Phasensatz zu finden.

Tabelle 1

Die gemessenen Werte der t_{2k} mit ihren statistischen Fehlern als Funktion der Laborenergie (keV). ΔE ist gleich der halben Differenz zwischen grösster und kleinster auftretender Streuenergie. Die Unsicherheit in der Angabe von E_{lab} beträgt etwa 20% von ΔE.

$E_{lab} \pm \Delta E$ (keV)	t_{20}	t_{21}	t_{22}
	Tensorpolarisation bei $\theta_1 = 30°$ L.S.		
2694±15	−0,244±0,018	−0,084±0,022	−0,017±0,021
2644±15	−0,214±0,019	−0,038±0,023	−0,000±0,023
2592±15	−0,192±0,017	−0,086±0,020	0,021±0,020
2540±15	−0,152±0,016	−0,072±0,019	0,031±0,019
2514±14	−0,152±0,014	−0,098±0,018	0,027±0,017
2501± 8	−0,155±0,014	−0,064±0,016	0,019±0,016
2493±16	−0,134±0,014	−0,068±0,017	−0,009±0,016
2476±14	−0,132±0,013	−0,047±0,016	0,027±0,016
2452±16	−0,095±0,011	−0,039±0,013	0,007±0,013
2393±14	−0,047±0,016	−0,018±0,020	−0,011±0,019
2337±20	−0,065±0,018	−0,051±0,022	0,014±0,022
2288±19	−0,013±0,014	−0,021±0,017	−0,007±0,017
2238±19	−0,070±0,015	0,003±0,019	0,024±0,019
2194±13	−0,080±0,016	−0,004±0,020	0,009±0,020
2189±18	−0,037±0,015	−0,021±0,019	−0,006±0,019
2089±17	−0,008±0,017	0,008±0,022	0,014±0,022
1988±18	−0,017±0,016	−0,018±0,021	−0,013±0,021
1935±21	−0,011±0,016	−0,014±0,020	0,015±0,020
1884±22	−0,031±0,014	−0,014±0,018	0,058±0,018
1835±21	0,017±0,012	0,004±0,016	0,024±0,016
1811±10	−0,022±0,019	0,003±0,024	0,011±0,024
1786±20	0,070±0,012	−0,006±0,016	0,031±0,016
1760±10	0,039±0,014	0,011±0,018	0,057±0,019
1735±20	0,074±0,013	0,007±0,017	0,001±0,018
1685±21	0,058±0,012	0,024±0,015	−0,009±0,015
1634±21	0,022±0,013	0,001±0,016	0,013±0,017
1583±22	0,023±0,010	0,017±0,013	−0,007±0,013
	Tensorpolarisation bei $\theta_1 = 51°$ L.S.		
2694±15	−0,260±0,045	−0,136±0,048	−0,030±0,050
2644±15	−0,284±0,046	−0,065±0,049	−0,098±0,049
2592±15	−0,297±0,043	−0,091±0,045	−0,074±0,046
2540±15	−0,263±0,041	−0,115±0,043	−0,035±0,044
2514±14	−0,163±0,043	−0,182±0,046	−0,024±0,048
2501± 8	−0,165±0,045	−0,148±0,049	0,192±0,054
2493±16	−0,089±0,040	−0,191±0,044	0,028±0,048
2476±14	−0,241±0,041	−0,164±0,043	0,030±0,046
2452±16	−0,203±0,031	−0,160±0,033	−0,008±0,035
2393±14	−0,152±0,039	−0,031±0,044	−0,001±0,045
2337±20	−0,085±0,039	−0,030±0,046	−0,051±0,046
2288±19	−0,092±0,038	−0,011±0,044	−0,084±0,043
2238±19	−0,090±0,039	−0,028±0,045	−0,040±0,045
2194±13	−0,084±0,043	0,020±0,051	−0,149±0,048
2189±18	−0,087±0,044	0,014±0,052	−0,007±0,051
2089±17	−0,061±0,044	−0,034±0,052	−0,142±0,049
1988±18	−0,057±0,041	−0,040±0,049	−0,076±0,048
1935±21	−0,100±0,040	−0,008±0,047	0,002±0,047
1884±22	−0,101±0,038	−0,035±0,044	−0,070±0,043

Tabelle 1 (Fortsetzung)

$E_{lab} \pm \Delta E$ (keV)	t_{20}	t_{21}	t_{22}
1835±21	−0,119±0,034	−0,062±0,038	−0,041±0,038
1811±10	−0,183±0,051	−0,055±0,057	−0,076±0,056
1786±20	−0,069±0,036	−0,004±0,043	−0,062±0,042
1760±10	−0,076±0,045	−0,009±0,053	0,074±0,054
1735±20	−0,007±0,047	0,036±0,058	0,013±0,057
1685±21	0,017±0,035	0,037±0,044	0,059±0,044
1634±21	0,002±0,036	0,027±0,044	−0,107±0,042
1583±22	0,053±0,029	0,000±0,036	−0,111±0,034
	Tensorpolarisation bei $\theta_1 = 75°$ L.S.		
2679±26	−0,146±0,053	−0,064±0,065	−0,197±0,059
2610±26	−0,136±0,050	−0,152±0,062	−0,223±0,055
2546±27	−0,181±0,042	−0,189±0,052	−0,209±0,046
2484±24	−0,260±0,049	−0,074±0,057	−0,110±0,054
2417±31	−0,330±0,049	−0,187±0,058	0,005±0,055
2389±28	−0,253±0,068	−0,095±0,079	−0,242±0,070
2379±28	−0,175±0,047	−0,024±0,055	−0,081±0,053
2339±28	−0,276±0,058	−0,067±0,066	−0,071±0,062
2338±30	−0,066±0,043	0,008±0,052	−0,103±0,051
2284±33	−0,128±0,053	0,036±0,062	−0,125±0,060
2278±29	−0,171±0,042	0,050±0,049	−0,045±0,049
2180±27	−0,101±0,044	0,033±0,053	0,020±0,054
2079±28	−0,087±0,039	−0,001±0,047	−0,173±0,044
1975±31	−0,104±0,039	0,028±0,046	−0,175±0,044
1925±31	−0,049±0,037	−0,040±0,047	−0,086±0,045
1872±34	−0,122±0,035	−0,039±0,042	−0,151±0,040
1820±36	−0,176±0,038	−0,064±0,046	−0,135±0,043
1769±36	−0,119±0,043	−0,049±0,052	−0,123±0,049
1724±32	−0,035±0,039	−0,012±0,048	−0,099±0,046
1673±32	−0,022±0,040	−0,038±0,050	−0,103±0,048
	Tensorpolarisation bei $\theta_1 = 105°$ L.S.		
2679±26	−0,15±0,12	0,09±0,14	−0,36±0,12
2610±26	−0,01±0,11	−0,04±0,13	−0,34±0,12
2546±27	0,10±0,11	−0,13±0,13	−0,33±0,13
2484±24	−0,13±0,08	−0,36±0,08	−0,28±0,08
2417±31	−0,32±0,10	−0,37±0,09	−0,01±0,11
2389±28	−0,44±0,16	−0,42±0,13	−0,37±0,13
2379±28	−0,10±0,09	−0,33±0,09	−0,42±0,09
2339±28	−0,38±0,13	−0,32±0,12	−0,25±0,12
2338±30	−0,55±0,12	−0,13±0,12	−0,08±0,12
2284±33	−0,48±0,13	−0,22±0,12	−0,12±0,12
2278±29	−0,19±0,12	−0,36±0,12	−0,07±0,13
2180±27	−0,18±0,11	−0,09±0,12	−0,24±0,10
2079±28	−0,01±0,08	0,00±0,10	−0,15±0,09
1975±31	−0,14±0,08	0,04±0,10	−0,19±0,09
1925±31	−0,10±0,08	−0,05±0,09	−0,24±0,09
1872±34	−0,07±0,07	0,02±0,08	−0,23±0,07
1820±36	−0,10±0,08	−0,05±0,09	−0,28±0,08
1769±36	−0,14±0,09	−0,11±0,10	−0,19±0,10
1724±32	0,04±0,08	−0,03±0,10	−0,30±0,09
1673±32	0,19±0,10	−0,18±0,12	−0,29±0,12

Angesichts dieser Schwierigkeiten haben wir in unserer Analyse versucht, vor allem die resonanzbedingte Energieabhängigkeit unserer Daten zu reproduzieren. Ausgangspunkt ist ein postulierter Satz von Niveauparametern. Über die daraus konstruierte Resonanzphase rechnen wir in «Vorwärtsrichtung» das Energieverhalten der Messwerte in der Nähe der Resonanzenergie und vergleichen mit den experimentellen Werten. Dabei folgen wir einem Formalismus, wie er z. B. von McIntyre und Haeberli [11] beschrieben wird; zudem haben wir Teile des dort erwähnten Computerprogrammes «SPIN 1» übernommen.

Um den nicht resonanten Hintergrund zu berücksichtigen, ist ein Satz von linear von der Energie abhängigen «Hintergrundsphasen» $\delta^j(E)$ angenommen worden. Dieser ist so gewählt worden, dass er bei genügender Entfernung von der Resonanzenergie (etwa 2 Resonanzbreiten) die experimentellen Daten möglichst gut wiedergibt. Wenn J^π Spin und Parität des Zwischenkernniveaus und l_0 der (im Falle mehrerer Möglichkeiten bevorzugte) Bahndrehimpuls im elastischen Kanal bedeuten (postulierte Werte), so wird der Hintergrundsphase $\delta^J_{l_0}$, die dem betrachteten Zwischenkernniveau entspricht, Resonanzverhalten überlagert. Der Verlauf der resonanten Phase δ_R im Gebiet der Resonanz folgt aus Lane und Thomas ([18], p. 322, (1.12))[2])

$$e^{2i\delta_R} = e^{2i\phi}\left(1 + \frac{\Gamma_d}{\Gamma_{tot}}\,(e^{2i\beta} - 1)\right) \tag{5}$$

mit

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\frac{1}{2}\,\Gamma_{tot}}{E_\lambda + \Delta_\lambda(E) - E}\,. \tag{6}$$

Dabei ist vorausgesetzt, dass die Hintergrundsphase ϕ reines «hard-sphere»-Verhalten zeigt. Obwohl die oben beschriebene, phänomenologisch richtige Hintergrundsphase $\delta^J_{l_0}$ dieser Bedingung nicht genügt, haben wir im Rahmen unserer qualitativen Untersuchungen an Stelle von ϕ dieselbe eingesetzt:

$$\phi = \delta^J_{l_0}\,.$$

Ferner bedeutet in (6) Γ_d die elastische Niveaubreite und $\Gamma_{tot} = \Gamma_d + \Gamma_p + \Gamma_n + \cdots$ die totale Breite der Resonanz. E ist die Energie des einfallenden Teilchens, E_λ die sogenannte charakteristische Energie und $\Delta_\lambda(E)$ die (energieabhängige) Thomas-Verschiebung. Entwickelt man den Nenner von (6) in der Gegend der Resonanzenergie E_R, so erhält man für $\operatorname{tg}\beta$ ([8], XII, 3a):

$$\operatorname{tg}\beta \approx \frac{\frac{1}{2}\,\Gamma_{tot}}{(E_R - E)\left(1 - \left.\frac{d\Delta_\lambda}{dE}\right|_{E=E_R}\right)} \approx \frac{\frac{1}{2}\,\Gamma_{tot}}{E_R - E}\,. \tag{7}$$

---

[2]) Bei der Herleitung von (5) ist zu beachten, dass

$$e^{2i\beta} - 1 \equiv \frac{2\,i\,\operatorname{tg}\beta}{1 - i\,\operatorname{tg}\beta}\,.$$

Die Abschätzung von $d\Delta_\lambda/dE$ zeigt, dass die Approximation (7) im ganzen betrachteten Energiegebiet erlaubt ist ($d\Delta_\lambda/dE < 0{,}05$ für 1,6 MeV $< E <$ 2,7 MeV).

Mit dem Phasensatz $\delta_l^j\,(l, j \neq l_0, J)$ und δ_R kann man nun das theoretische Energieverhalten der gemessenen Grössen $\left(t_{2k}(\theta_1),\ d\sigma/d\Omega(\theta_1)\right)$ berechnen und mit den Messwerten vergleichen.

5.2. *Ergebnisse*

Die beschriebene Rechnung ist für die 2,50-MeV-Resonanz durchgeführt worden. Wir haben dabei komplexe S-, P-, D- und F-Phasen ($l_{max} = 3$) berücksichtigt. Die gefundenen Hintergrundsphasen sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2
Hintergrundsphasen für $E = 2{,}5$ MeV. Die in Klammern angegebenen Werte bedeuten die Änderung der Phasen mit der Energie in grad/100 keV.

l		$j = l+1$		$j = l$		$j = l-1$	
0	Real.	−8,1°	(−1,9°)				
	Imag.	2,5°	(2,9°)				
1	Real.	−6,1°	(−8,3°)	3,0°	(1,0°)	−36,8°	(10,5°)
	Imag.	0,2°	(0,2°)	10,1°	(0,1°)	1,2°	(−1,5°)
2	Real.	−2,9°	(−7,5°)	15,5°	(1,1°)	6,2°	(−1,2°)
	Imag.	1,1°	(−0,7°)	5,1°	(3,9°)	8,0°	(5,3°)
3	Real.	−3,7°	(6,3°)	−0,5°	(0,4°)	−3,6°	(4,0°)
	Imag.	1,3°	(−1,7°)	2,1°	(−0,7°)	0,0°	(0,0°)

Die Niveauparameter, die der Rechnung zugrunde gelegt worden sind, lauten nach [5]:

$$J^\pi = 4^- \qquad \Gamma_{tot} = 45\ \text{keV}$$

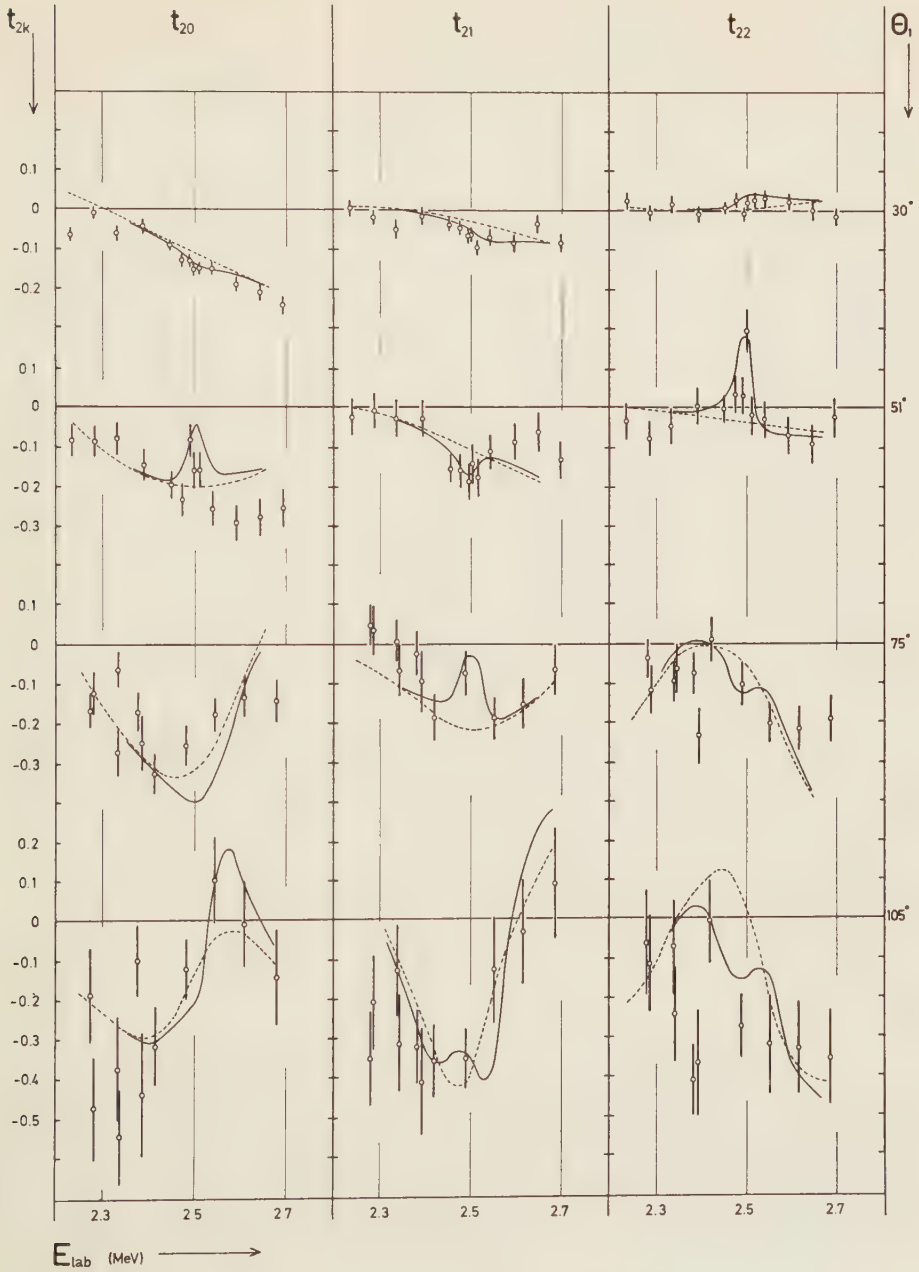
$$\frac{\Gamma_a}{\Gamma_{tot}} = 0{,}55 \qquad l_0 = 3\,. \tag{9}$$

In Figur 4 sind die gemessenen Tensormomente t_{2k} in der Gegend der 2,5-MeV-Resonanz als Funktion der Energie dargestellt. Die punktierten Kurven zeigen die mit den Hintergrundsphasen allein gerechneten Werte. Diese gehen durch Überlagern des Resonanzverhaltens in die durchgezogenen Kurven über.

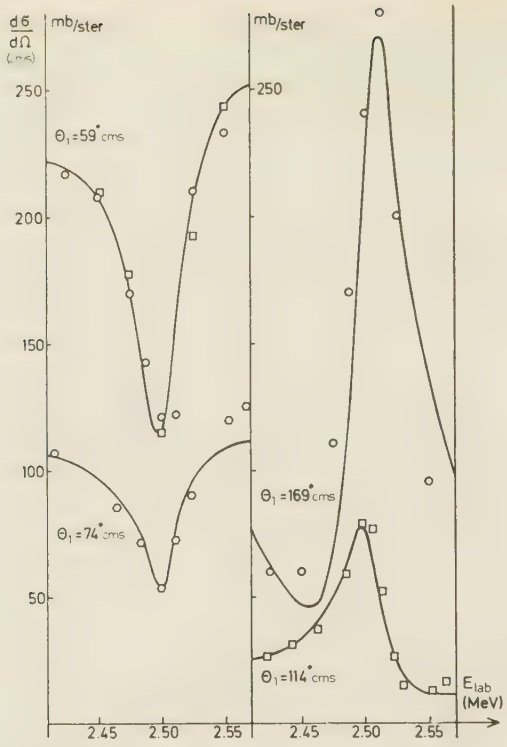
Einige der gerechneten absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Figur 5 mit Daten aus der Literatur, sowie eigenen Messungen von Anregungskurven verglichen (siehe Abschnitt 4.1).

In Figur 6 sind die gemessenen Tensormomente t_{2k} als Funktion der Energie in der Gegend der 1,8-MeV-Resonanz dargestellt. Erfolgreiche Rechnungen liegen bei diesem Niveau nicht vor.

Die numerischen Rechnungen sind auf der UNIVAC 1108 der Firma SANDOZ AG durchgeführt worden.



Figur 4
Die gemessenen Tensormomente t_{2k} in der Gegend der 2,5-MeV-Resonanz bei 30°, 51°, 75° und 105° L. S. Die eingezeichneten Kurven zeigen die aus den Hintergrundsphasen allein berechneten Werte (punktiert) sowie das Energieverhalten mit überlagerter Resonanz (ausgezogene Kurve).



Figur 5

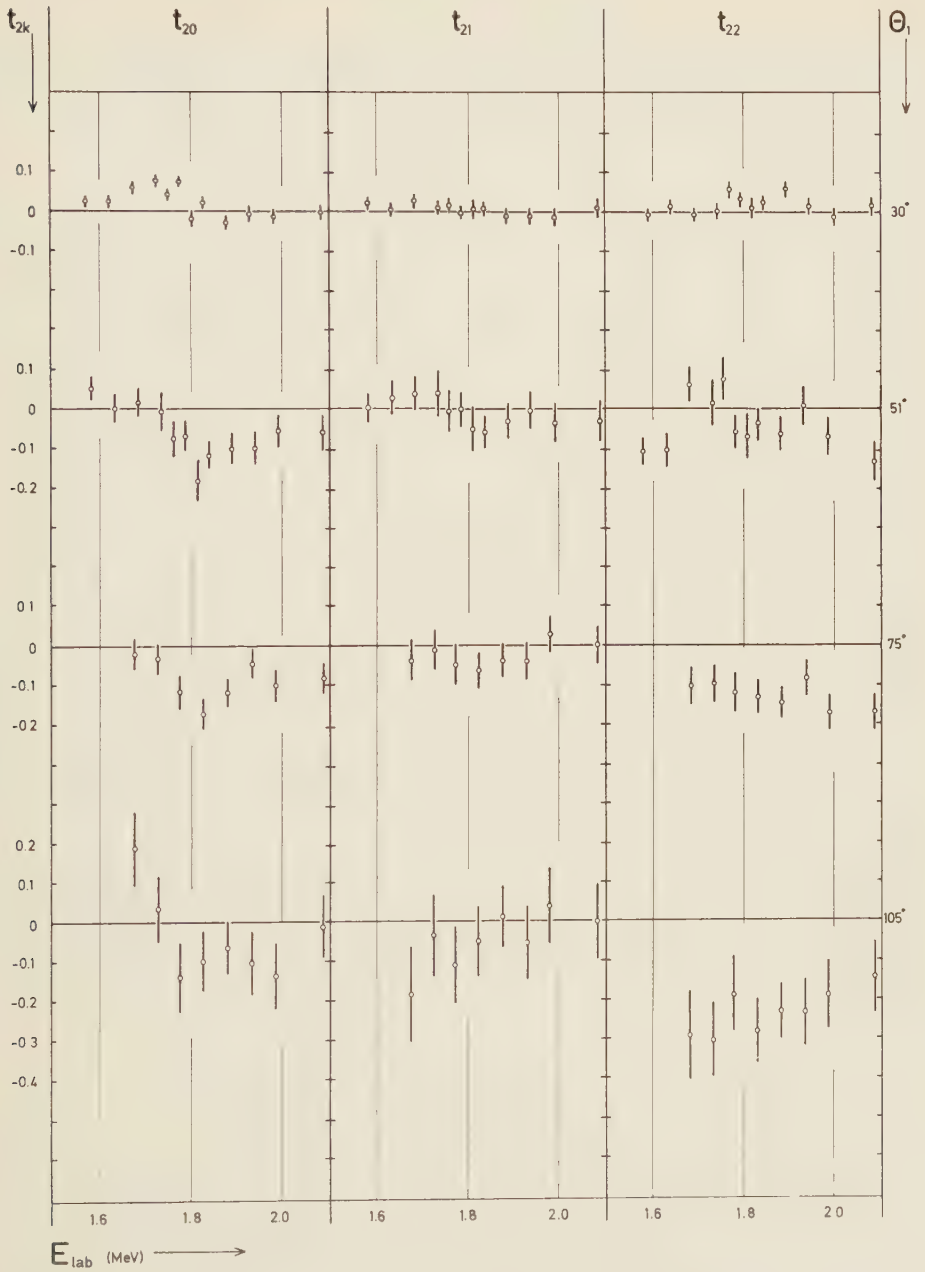
Absolute differentielle Wirkungsquerschnitte für $^{12}C(d,d)^{12}C$. Die durchgezogenen Kurven sind die aus der Resonanzparameteranalyse erhaltenen Werte. Die eingezeichneten Punkte sind von folgenden Autoren gemessen:

○ McEllistrem et al. [ME] (absolute Querschnitte)
⬡ Katman et al. [Kt] } (Anregungskurven)
□ eigene Messungen }

6. Diskussion

Anstelle je eines vollständigen Satzes komplexer Phasen bei genügend vielen diskreten Energien im Gebiet der untersuchten Resonanz treten in der im vorigen Abschnitt beschriebenen Resonanzparameteranalyse als variierbare Parameter neben den linearen Hintergrundsphasen lediglich die entsprechenden Niveauparameter auf. Die Fluktuationen im Energieverlauf der Tensormomente, die vom Auftreten einer Resonanz herrühren, hängen in Vorzeichen und Grösse überraschend wenig von der Wahl der Hintergrundsphasen ab, sind jedoch sehr empfindlich auf die Resonanzparameter J^π und Γ_d/Γ_{tot}.

Da anderseits der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\theta_1, E)$ im Gegensatz zu den Tensormomenten $t_{ik}(\theta_1)$ eine Funktion der *Beträge aller* Streuamplituden ist [11], sind die t_{ik} auf die Eigenschaften des Zwischenkernniveaus viel empfindlicher als $\sigma(\theta_1, E)$. Ein



Figur 6
Die gemessenen Tensormomente t_{2k} in der Gegend der 1,8-MeV-Resonanz bei 30°, 51°, 75° und 105° L.S.

Beispiel für diesen Sachverhalt ist die weiter unten erwähnte, erfolglose Analyse der 1,79-MeV-Resonanz, wo eine gute Darstellung der $d\sigma/d\Omega(\theta_1)$ vorliegt, jedoch keine Übereinstimmung in den t_{2k} gefunden worden ist.

Man kann somit sagen, dass auch eine nur qualitative Übereinstimmung der gerechneten Werte mit den experimentellen Polarisationsdaten als starke Bestätigung der zugrunde gelegten Niveauparameter gewertet werden muss. Die in (9) angegebenen, bereits bekannten [5] Werte der Niveauparameter des 12,41-MeV-Niveaus in ^{14}N sind somit auch durch Polarisationsmessungen erhärtet worden.

Den Hintergrundsphasen kommt dabei untergeordnete Bedeutung zu. Sie sollen phänomenologisch die Hintergrundspolarisation am Ort der Resonanz erzwingen. Immerhin kann festgestellt werden, dass dies im Fall der in Abschnitt 5.2 behandelten 2,50-MeV-Resonanz nur durch zum Teil stark energieabhängige Phasen möglich gewesen ist. Dies lässt sich durch Interferenzeinflüsse benachbarter Niveaus erklären. So kann z. B. der hervorstechende Wert der P-Phase für $j = 0$ bei 2,5 MeV (siehe Tabelle 2) die Anwesenheit eines 0^--Niveaus in ^{14}N bei etwa 12,4 MeV Anregungsenergie bedeuten.

Überlappen benachbarte Niveaus im Zwischenkern zu stark, können die Interferenzeffekte nicht mehr als Störung interpretiert werden, welche durch entsprechende Wahl der Hintergrundsphasen berücksichtigt wird, sondern es müssen die einzelnen Resonanzen gleichberechtigt behandelt werden. Diese Verhältnisse gelten für die zweite von uns untersuchte Resonanz ($E_R = 1{,}79$ MeV).

Wir haben versucht, durch Erweiterung der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Methode auf drei interferierende Niveaus auch diese Resonanz zu analysieren. Einerseits hat man nun aber wieder eine grosse Anzahl Anpassungsparameter, anderseits weisen die mit drei Niveaus gerechneten t_{2k} eine Reihe schmaler Energiefluktuationen auf. Um schlüssige Ergebnisse zu erhalten, wäre es demnach nötig, in dem betreffenden Energiegebiet Polarisationsmessungen mit einer besseren Energieauflösung auszuführen. Ebenso wäre es wünschenswert, Absolutmessungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten bei mehr Streuwinkeln und lückenlos von 1,5 MeV bis 3 MeV zu besitzen.

Herrn Dr. G. R. Plattner möchten wir für viele wertvolle Hinweise beim Verfassen vorliegender Arbeit danken, ebenso den Herren F. Abt, P. Brogle und H. Weyeneth für ihre Hilfe bei technischen Problemen. Der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung hat die Arbeit finanziell unterstützt.

LITERATUR

[1] H. Cords et al., Nucl. Phys. *A 113*, 608 (1968).
[2] H. Paetz gen. Schieck et al., Bull. Am. Phys. Soc. *14*, 507 (1969).
[3] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. *A 152*, 51 (1970).
[4] M. T. McEllistrem et al., Phys. Rev. *104*, 1008 (1956).
[5] M. T. McEllistrem, Phys. Rev. *111*, 596 (1958).
[6] E. Kashy, P. R. Perry und J. R. Risser, Phys. Rev. *117*, 1289 (1960).
[7] M. Lambert et al., Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris) *262 B*, 1459, 1547 (1966).
[8] T. S. Katman et al., Nucl. Phys. *80*, 449 (1966).
[9] J. M. F. Jeronimo et al., Nucl. Phys. *43*, 417 (1963).
[10] L. Brown, H. Christ und H. Rudin, Nucl. Phys. *79*, 459 (1966).
[11] L. C. McIntyre und W. Haeberli, Nucl. Phys. *A 91*, 396, 382 (1967).

[12] Madison Conference on Polarization Phenomena, Madison 1970.
[13] H. Meiner et al., Helv. phys. Acta *40*, 483 (1967).
[14] G. R. Plattner et al., Helv. phys. Acta *40*, 465 (1967).
[15] L. Yaffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. *12*, 153 (1962).
[16] S. H. Maxman, Nucl. Instr. Meth. *50*, 53 (1967).
[17] H. Paetz gen. Schieck, The Ohio State University, private Mitteilung.
[18] A. M. Lane und R. G. Thomas, Rev. mod. Phys. *30*, 257 (1958).

Curriculum vitae

Am 29. Oktober 1943 wurde ich, HANS-OTTO MEYER, Bürger von Basel und Kriens, Sohn des Alfons Meyer, Schlosser und der Elsy geb. Dietrich in Basel geboren.

Nach vier Jahren Primarschule in Basel, besuchte ich von 1954 an das Realgymnasium in Basel, wo ich 1962 die Maturität Typus B bestand.

Meine Hochschulstudien betrieb ich ausschliesslich an der Universität Basel. Im Jahre 1964 bestand ich das Vordiplom-Examen und erwarb 1966 das Diplom in Experimental-Physik.

Seit 1966 bin ich mit Heidi geb. Wieland verheiratet. Unsere Tochter Sabine wurde 1967 geboren.

Meine Ausbildung an der Universität Basel verdanke ich den Herren Professoren: K. Alder, Dr. E. Baldinger, Dr. E. Baumgartner, Dr. W. Becker, Dr. S. E. Darden, Dr. P. Diehl, Dr. M. Eichler, Dr. H. Erlenmeyer, Dr. J. Fleckenstein, Dr. H. Huber, Dr. P. Huber, Dr. E. Miescher, Dr. A. Ostrowski, Dr. P. Scherrer, Dr. U. Steinlin, Dr. H. R. Striebel, Dr. Ch. Tamm, Dr. R. Wagner und den Herren Privatdozenten Dr. F. Blumer, Dr. R. Conzelmann, Dr. M. Kruspan, Dr. H. Rudin, Dr. E. Schubarth.

Meine Dissertation «Die Tensorpolarisation von elastisch an ^{12}C gestreuten Deuteronen zwischen 1,6 und 2,7 MeV» ist unter der Leitung der Proffessoren Dr. P. Huber und Dr. E. Baumgartner enstanden.